



TITLE:

18. p-波超流体の集団励起(基研短期研究会「重い電子系の理論」報告,研究会報告)

AUTHOR(S):

平島, 大; 生井沢, 寛

CITATION:

平島, 大 ...[et al]. 18. p-波超流体の集団励起(基研短期研究会「重い電子系の理論」報告,研究会報告). 物性研究 1986, 47(2): 186-189

ISSUE DATE:

1986-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92331>

RIGHT:

これより,

$$\eta(T_2; 1) = \eta(T_2; 2) = \eta(T_2; 3)$$

の方向の格子歪が期待される。変形した格子のもつ点対称性は

$$D_3 = C_{31} + C_{26} C_{31}$$

の点群である。他の state についても、同様な方法で格子変形のタイプを求めることができる。⁵⁾

文 献

- 1) K. Ueda and T. M. Rice, Phys. Rev. B31 (1985) 7114.
- 2) G. E. Volovik and L. P. Gor'kov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 88 (1985) 1412.
- 3) M. Ozaki, K. Machida and T. Ohmi, Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 221; 75 (1986) 442.
- 4) R. Joynt and T. M. Rice, Phys. Rev. B32 (1985) 6074.
- 5) M. Ozaki, submitted to Prog. Theor. Phys.

18. p-波超流体の集団励起

東大・教養 平島 大, 生井沢 寛

§ 1. はじめに

Heavy Fermion Superconductors (以下, HFS) についての多くの実験結果は, エネルギーギャップに node があることを示しており, 奇パリティクーパー対による超伝導が実現している可能性がある。更に, UPt_3 ¹⁾, UPt_3 ²⁾ の音波吸収では T_c 直下にピークが見られるが, この原因として, 集団励起モードによる吸収が考えられる。また, マイスナー効果に対しても集団励起モードの寄与が重要であることが指摘されている。³⁾

そこで, 我々は, p-波超伝導体について集団励起モードを正しく取り入れて, その外場に対する応答を調べてみた。

§ 2. RPA 方程式：外場に対する線型応答

出発点となるハミルトニアンは次の通りである。

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{TP}} + \mathcal{V}_{\text{C}} + \mathcal{V}_{\text{ext}} \quad (1)$$

\mathcal{H}_{TP} は通常の（結晶場，スピン軌道相互作用を考慮に入れていない）三重項対ハミルトニアン， \mathcal{V}_{C} は電子（有効質量 m^* ）間のクーロン相互作用， \mathcal{V}_{ext} は外場（今の場合は，スカラー及びベクトルポテンシャルを考える：音波とのカップリングも同様に扱うことができる）とのカップリングを表わす。

このハミルトニアンで記述される系について，外場に対する線型応答を求める。その際，RPA によって集団励起を取り入れる。

RPA 方程式は，電子密度とオーダーパラメーターのカップルした方程式となる。途中の計算は一切省略して，結果のみ次に記す。 \mathcal{H}_{TP} に対する解として，4つの解（BW，ABM，プレーナー，ポーラー）が存在する。電磁場に対する電子密度の応答は，この各状態について共通に，次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \tilde{v}(\mathbf{q}) N(\mathbf{q}, \omega) = & \left\{ -1 + \tilde{v}(\mathbf{q}) (\mathcal{D}^{-1})_{00} \right\} e \left(\varphi - \frac{\omega}{c} \hat{\mathbf{q}} \cdot \mathbf{A} \right) (\mathbf{q}, \omega) \\ & + (\mathcal{D}^{-1})_{0\nu} e_{\nu j}^{(t)} \frac{e v_F}{c} A_j(\mathbf{q}, \omega), \dots \end{aligned} \quad (2)$$

$$\nu = 0, 1, 2, \dots; j = 1, 2, 3$$

ここで

$$v(\mathbf{q}) = 4\pi e^2 / q^2, \quad \tilde{v}(\mathbf{q}) = 2N(0)/V \cdot v(\mathbf{q}),$$

但し， $N(0)/V$ は，フェルミ面での1スピン当りの状態密度，また(t)という添字は横波成分をとることを表わす。

$\mathcal{D}_{\mu\nu}(\mu, \nu = 0, 1, 2, \dots)$ は，外場と電子密度，オーダーパラメーター或いは，電子密度・オーダーパラメーター間のカップリングを表わす行列（大きさは各状態で異なる）である。

0-成分が電子密度に対応し，1, 2, ...-成分がオーダーパラメーターに対応する。特に1-成分は，クーロン力がないときには，ここからゼロ音波が現われるモードで，以下では，これを密度チャンネルと呼ぶことにする。

更に，(2)式を用いてカレントの表式を得ることができる。結果の式は，Mattis-Bardeen⁴⁾が通常の超伝導体について求めた表式をP-波に拡張した項と集団励起からの寄与を表わす

(つまり, \mathcal{D}^{-1} を通して現われる) 項との和になっている。

以上の結果について2つ, 注意しておく。第一に, 集団励起モードは, $\mathcal{D}_{\mu\nu}$ のゼロ点 (従って, $(\mathcal{D}^{-1})_{\mu\nu}$ の極) として現われる⁵⁾。第二に (2) 式及びカレントの表式は, ゲージ不変な形をしている。これは, 集団励起を正しく取り入れたことによって自然に得られた結果である。

以下では, これまでに得られた結果を用いて, 縦波音波吸収, マイスナー効果について簡単に融れる。

§ 3. 音波吸収

縦波音波と電子間の (裸の) 相互作用を, $\mathcal{J}(q)$ で表わすと, 音波吸収は, (2) 式より次のようになることが示せる。

$$\alpha(\omega) = -\frac{2}{v_l} |\mathcal{J}(q)|^2 \text{Im} [v^{-1}(q) \{-1 + \tilde{v}^{-1}(q) (\mathcal{D}^{-1})_{00}\}], \quad (3)$$

v_l は, 縦波の音速である。

(3) 式には, クーロン力のない場合の対応する表式と比べて大きな違いがある。1つは, よく知られているように,⁶⁾ クーロン力のない場合に現われるゼロ音波の極が, クーロン力のためのプラズモンにとってかわられてしまう。クーロン力の, その他のモードへの影響も大きいことが予想される。

また, 特に ^3He との違いとして挙げられるのは, $S \equiv v_l/v_F$ の値である。 ^3He では, $S \sim 10$ と大きく, $1/S$ がよい展開パラメーターだったのに対し, HFS では $S \sim 1$ である。このため, 音波と集団励起モードとのカップリングを議論するときに, 集団励起モードの分散を無視するわけにはいかない。

§ 4. マイスナー効果

P-波超伝導体の, 弱い静磁場に対する応答は, § 2 で述べたカレントの表式で, $\omega = 0$ とすれば得られる。更に, いわゆるロンドン極限の場合を考えることにして, $q \rightarrow 0$ とすると, カレントの式は次のようになる。

$$\begin{aligned} j_i(\mathbf{q} \rightarrow 0, \omega = 0) = & -\frac{c}{4\pi} \lambda_L^{-2} (\delta_{ik} - \hat{q}_i \hat{q}_k) \\ & \times \left\{ (n_{kl}^{(s)} - \frac{\hat{q}_m n_{km}^{(s)} n_{nl}^{(s)} \hat{q}_n}{\hat{q}_m n_{mn}^{(s)} \hat{q}_n}) + \sum_{m=2} e_{km} (\mathcal{D}_{mm})^{-1} e_{ml} \right\} \\ & \times (\delta_{ij} - \hat{q}_i \hat{q}_j) A_j(\mathbf{q} \rightarrow 0, \omega = 0). \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $n^{(s)}$ は超伝導電子密度テンソル、また

$$\lambda_L^2 = m^* c^2 / 4\pi n e^2$$

である。

(4) 式 { …… } 内第一項は、Einzel ら³⁾ の求めた表式と同じである。この項は、オーダーパラメーターの自由度のうち、密度チャンネルからの寄与のみ考慮に入れている。

一方、{ …… } 内第二項は、その他の自由度からの寄与を表わす。一般に C_{km} は、 $O(v_F q / \Delta(T))$ の量なので、 $q \rightarrow 0$ では、 \mathcal{D}_{mm} が有限でありさえすれば、第二項は省略できる。実際、ポーラー状態ではそのようになる。ところが、ABM、プラナー状態では、 \mathcal{D}_{mm} の中に、 $\omega = 0$ 、 $q \rightarrow 0$ で $O((v_F q / \Delta(T))^2)$ の項が存在する。物理的には、これは、軌道自由度に対するゴールドストーンモードである（我々の用いたハミルトニアン、(1)，が空間一様だったので、このモードが現われる）。従って、ABM、プラナーでは、第二項からも寄与がある。実際、 $T \rightarrow 0$ では、 $\log(\Delta(T)/T)$ という項があらわれる。

§ 5. ま と め

以上、集団励起を取り入れて P-波超伝導体の外場への応答を調べた。具体的な計算は今後の課題である。また、実際の系では結晶場、スピン軌道相互作用、⁷⁾ 不純物等の影響を無視できない。特に、音波吸収では、実験の行われている領域が流体力学的領域 ($\omega\tau \ll 1$) であり、こうした場合に、集団励起モードがどのような寄与をしうのか問題になる。

いずれにせよ、P-波超伝導体（或いは、一般に非等方的な超伝導体）では、その自由度の多さのために、通常の超伝導体以上に、集団励起の寄与が重要である。従って、HFS についての実験の解釈のために、こうした方向の理論を発展させる必要があると思われる。

参考文献

- 1) B. Golding et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2479.
- 2) V. Müller et. al., Solid State Commun., **57** (1986) 2513.
- 3) D. Einzel et al., Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2513.
- 4) D. C. Mattis and J. Bardeen, Phys. Rev. **111** (1958) 412.
- 5) D. S. Hirashima and H. Namaizawa, Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 400.
- 6) P. W. Anderson, Phys. Rev. **112** (1985) 1900.
- 7) H. Monien et al., preprint, 1986.